

*В теоретико-экспериментальных исследованиях ранее [1] было показано, что в отличие от регулярного сигнала для микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы минимальная пробойная мощность слабо зависит от давления рабочего газа при его уменьшении от оптимального значения. Для проведения дальнейших численных сравнений с экспериментальными исследованиями по пробоем смеси газов микроволновым излучением со стохастическими скачками фазы проведены теоретические исследования дисперсионных свойств созданного коаксиального волновода и бесстолкновительного набора энергии электронами в микроволновом излучении со стохастическими скачками фазы и ионизации газа.*

УДК 533.9

**В.И. Карась,**  
докт. физ.-мат. наук,  
**И.В. Карась,**  
канд. физ.-мат. наук,  
**И.А. Загребельный,**  
**П.И. Марков,**  
канд. физ.-мат. наук,  
**В.О. Подобинский,**  
канд. физ.-мат. наук,  
*ИНЦ «Харьковский физико-технический институт»,  
НАУ Украины*

**Л.А. Назаренко,**  
докт. техн. наук,  
*Харьковская национальная академия городского хозяйства*

## **О ПРОБОЕ В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ АТОМАРНОГО ГАЗА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ МИКРОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СО СТОХАСТИЧЕСКИ ПРЫГАЮЩЕЙ ФАЗОЙ**

### **1. Введение**

В стохастических электромагнитных полях могут эффективно происходить ускорение заряженных частиц, нагрев плазмы и целый ряд других полезных процессов. При этом происходит обмен энергией между СВЧ стохастическими электромагнитными полями и заряженными частицами, несмотря на отсутствие парных столкновений и синхронизма в движении частиц и распространении электромагнитных полей. Роль частоты парных столкновений при этом играют случайные скачки фазы стохастических колебаний, а набранная за период энергия пропорциональна частоте скачков фазы. При исследовании и применении микроволновых разрядов выбор частоты высокочастотного поля, которое требует минимальной мощности для пробоя, является решающим вопросом. Обратим внимание на тот известный факт, что (смотри, например, [2]) зависимость порогового поля (поля, при котором происходит пробой) от давления для всех газов имеет минимум, разделяющий две ветви. На левой ветви, где порог падает с ростом давления, величина порогового поля тем больше, чем меньше размеры разрядной камеры и чем выше частота поля. На правой ветви, где порог растет с повышением давления, зависимость порогового поля от размеров и частоты становится все менее заметной и в пределе больших давлений почти совсем исчезает: все кривые сходятся к одной. Все эти результаты качественно объясняются на основе элементарных представлений о скорости набора энергии электроном в переменном поле и при помощи критерия стационарного пробоя. Как известно, для СВЧ разряда в регулярных электромагнитных полях минимальная напряженность поля достигается при равенстве частоты столкновений  $\nu_p$  циклической частоте электромагнитного поля  $\omega$  [2].

В работе [1] предлагалось использовать микроволновое излучение со стохастическими скачками фазы для поджига разряда в смесях газов, что позволит создавать разряд при более низких давлениях, потому что скачки фазы обеспечат ослабление диффузии электронов и бесстолкновительный нагрев электронов без потерь энергии, связанных с упругими и неупругими соударениями. Кроме того, может быть легко реализован однородный СВЧ разряд, так как МВИССФ проникает в плазму со сверхкритической плотностью (см. [1, 3]).

## 2 Основная часть

2.1. Закон дисперсии для коаксиального плазменного волновода в магнитном поле

Рассмотрены условия пробоя в аргоне для конкретного случая применения микроволнового излучения, которое получено с помощью пучково-плазменного генератора, который описан в статье [3]. Средняя рабочая частота составляет  $f \approx 450$  МГц, средняя частота скачков фазы  $\nu_{jp} = 1.5 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>. Необходимо учитывать, что сечение неупругих столкновений электронов с атомами аргона изменяется очень сильно (более чем в 30 раз) при изменении энергии электрона от 0,2 эВ и до энергии, в три раза превышающей энергию ионизации  $I_{Ar} = 15,76$  эВ. При давлении аргона около 20 Па частота ионизационных столкновений совпадает с частотой скачков фазы. Преимуществом работы при таких условиях является сведение к минимуму затрат энергии на упругие и неупругие столкновения с сохранением незначительной диффузии и эффективной передачи энергии электромагнитного поля электронам (соответствующие оценки будут приведены ниже). Для указанной величины эффективной частоты скачков фазы требуемое значение пороговой напряженности электромагнитного поля не превышает при рассматриваемых параметрах 50 В/см.

Опираясь на результаты теоретических и экспериментальных исследований и численного моделирования, которые приведены в работах [1,4,5] для прямого и наклонного падения на поверхность раздела вакуум-плазма со сверхкритической плотностью линейно поляризованных электромагнитных волн, о аномальном поведении коэффициента проникновения и бесстолкновительном нагреве электронов, а также на указанные преимущества пробоя газа в МВИССФ, рассмотрим пробой и разряд для планируемых экспериментальных параметров.

Проведены теоретические исследования дисперсионных свойств создаваемого коаксиального плазменного волновода. Рассматриваются аксиально-симметричные волны, которые распространяются в коаксиальном волноводе, вдоль оси которого приложено внешнее постоянное магнитное поле. Учитывая, что зависимость компонентов электрического и магнитного полей от координат и времени имеет вид  $A(\vec{x}, t) = A(r) \exp[i(k_3 z - \omega t)]$ , из уравнений Максвелла для среды получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} k_3 E_\varphi + k H_r &= 0, \quad ik_3 E_r - ik H_\varphi = \partial E_z / \partial r, \quad ik \varepsilon_1 E_r - ik_3 H_\varphi + ik \varepsilon_2 E_\varphi = 0, \\ ik \varepsilon_1 E_\varphi + ik_3 H_r - ik \varepsilon_2 E_r &= \partial H_z / \partial r, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) = -ik \varepsilon_3 E_z, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) = ik H_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $k = \frac{\omega}{c}$ ,  $\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_\alpha^2}$ ,  $\varepsilon_2 = -\frac{i \omega_p^2 \omega_\alpha}{\omega(\omega^2 - \omega_\alpha^2)}$ ,  $\varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ,  $\omega_{p\alpha} = \left( \frac{4\pi e^2 n_0}{m_\alpha} \right)^{1/2}$ ,  $\omega_\alpha = \frac{e_\alpha H_0}{m_\alpha c}$  - ленгмюровская (плазменная), ларморовская частота. Преобразуя систему уравнений находим взаимосвязь между  $H_r$ ,  $E_r$ :

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r) + (k^2 \varepsilon_1 - k_3^2) H_r + k k_3 \varepsilon_2 E_r = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + [k^2 (\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1} + \varepsilon_3) - k_3^2 \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}] E_r +$$

$$+ [\frac{k^3}{k_3} \varepsilon_2 (1 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}) - k k_3 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}] H_r = 0. \quad (2)$$

Для решения системы (2) представим поля в виде функций Бесселя 1 и 2 рода с коэффициентами, которые будут найдены при удовлетворении граничных условий.

$$H_r = C J_1(\lambda r) + B N_1(\lambda r), \quad E_r = D J_1(\lambda r) + F N_1(\lambda r).$$

Подстановка  $H_r, E_r$  в систему позволяет отыскивать собственные значения  $\lambda$ :

$$\lambda_{1,2} = \sqrt{\frac{q+p}{2} \pm \sqrt{\frac{(q-p)^2}{4} + st}}, \quad q = k^2 \varepsilon_1 - k_3^2, \quad s = k k_3 \varepsilon_2, \quad p = k^2 (\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1} + \varepsilon_3) - k_3^2 \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1},$$

$$t = \frac{k^3}{k_3} \varepsilon_2 (1 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}) - k k_3 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}.$$

Учет граничных условий для полей:  $H_r = 0$  и  $E_z = 0$  при  $r = a, b$  ( $a$  – внутренний, и  $b$  – внешний радиус волновода) позволяет записать дисперсионное уравнение в виде:

$$\begin{vmatrix} \Lambda_1 J_0(\lambda_1 a) & \Lambda_2 J_0(\lambda_2 a) & \Lambda_1 N_0(\lambda_1 a) & \Lambda_2 N_0(\lambda_2 a) \\ \Lambda_1 J_0(\lambda_1 b) & \Lambda_2 J_0(\lambda_2 b) & \Lambda_1 N_0(\lambda_1 b) & \Lambda_2 N_0(\lambda_2 b) \\ J_1(\lambda_1 a) & J_1(\lambda_2 a) & N_1(\lambda_1 a) & N_1(\lambda_2 a) \\ J_1(\lambda_1 b) & J_1(\lambda_2 b) & N_1(\lambda_1 b) & N_1(\lambda_2 b) \end{vmatrix} = 0, \quad \Lambda_{1,2} = \frac{t \lambda_{1,2} \varepsilon_1}{p - \lambda_{1,2}^2} + \lambda_{1,2} \frac{k}{k_3} \varepsilon_2, \quad (3)$$

где

На рис. 1 изображена зависимость частоты  $\omega$  от продольного волнового числа  $k_z \equiv k_3$  для следующих параметров волновода и плазмы:  $a = 0,6$  см;  $b = 2,25$  см;  $\omega_{pe} = 5,62 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>

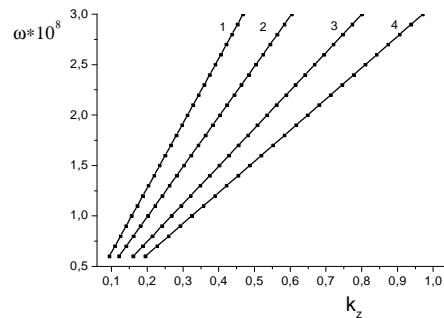


Рис. 1. Зависимость частоты  $\omega$  от продольного волнового числа  $k_z \equiv k_3$  для четырех радиальных веток плазменных волн: четвертой радиальной (кривая 4), третьей радиальной (кривая 3), второй радиальной (кривая 2), первой радиальной (кривая 1) (при изменении частоты в диапазоне от  $\omega = 6 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup> до  $\omega = 3 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup> для приведенных выше параметров плазмы и волновода)

## 2.2 Набор энергии частиц

Задача бесстолкновительного набора энергии электронами в МВИССФ (одночастичное приближение) рассматривается для случая отсутствия парных соударений при обмене энергией между электромагнитной волной и электроном. Как показано в работе Я.Б. Файнберга и др.[6] для полей с конечным временем корреляции роль столкновений играют скачки фазы стохастических колебаний. Рассматривается набор энергии электроном в волне, фаза которой испытывает стохастические скачки, а сама величина скачка фазы также является случайной величиной. Как показано в работе [1] как для скачков фазы происходящих в случайные моменты времени, так и для регулярных скачков фазы (средний период времени между скачками одинаков) как бесстолкновительный нагрев электронов, так и проникновение МВИССФ происходит одинаково.

во. Таким образом, важно не то какими являются скачки фазы случайными или регулярными, а наличие самих этих скачков.

В расчетах рассматривалось однородное электрическое поле, фаза которого в случайные моменты времени испытывает случайные же величины скачков фазы. Для сравнения на рис.2 (кривая 2) приведены результаты работы [7] для отношения квадратов скоростей электрона  $V^2/V_{osc}^2$  ( $V$  – скорость электрона в момент времени  $t$ ,  $V_{osc}$  – осцилляторная скорость электрона в волне) для случая, когда величина скачка фазы равна  $\pi$ , а сами скачки фазы происходят через равное число периодов поля  $\mathfrak{R}$ .

На кривой 1 рисунка 2 приведены результаты проведенных нами расчетов обмена энергией электрона с полем МВИССФ. Видно, что на кривой 2 отношение  $V^2/V_{osc}^2$  изменяется прямо пропорционально времени  $t$ . В рассматриваемом нами варианте рост отношения квадратов скоростей электрона происходит более медленно (кривая 1), чем для кривой 2, (т.е. диффузионным образом, что связано со случайной функцией величины скачка фазы). В частности, как видно из рисунка за 800 периодов  $V^2/V_{osc}^2$  возрастает в 600 раз. Т.е. результаты для случая регулярных скачков фазы на  $\pi$ , происходящих через равное число периодов поля  $\mathfrak{R}$  приводит к недиффузионному увеличению энергии электрона.

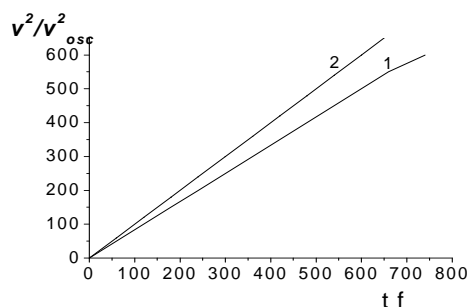


Рис. 2. Зависимость отношения квадратов скоростей электрона  $V^2/V_{osc}^2$  от безразмерного времени  $t \cdot f$ . Кривая 1 – рост отношения  $V^2/V_{osc}^2$  от  $t \cdot f$  при движении электрона в поле МВИССФ; кривая 2 – рост отношения  $V^2/V_{osc}^2$  от  $t \cdot f$  при движении электрона в поле с регулярными скачками фазы на  $\pi$  через  $n$  периодов поля волны [7]

При полномасштабном численном моделировании (см. работы [1, 4,5]), как величина поля, так и перераспределение энергии между электронами учитывается самосогласованным образом. В данной работе мы приведем оценки необходимых напряженностей полей и оптимальных давлений при параметрах МВИССФ, которые дает генератор стохастических колебаний (подробно описанный в работе [3]).

Для энергии осцилляции электрона  $mV_{osc}^2/2 = \varepsilon_{osc}$  амплитуда электрического поля МВИССФ, имеющего частоту  $\omega$ , равна:

$$E = V_{osc} m \omega / e$$

Энергия осцилляций электрона выбирается соответствующей минимуму частоты упругих соударений. Для рассматриваемого газа (аргон) величина поля будет  $E = 42$  В/см.

Для уменьшения доли потерь энергии на упругие столкновения выбираем плотность рабочего газа из условия, чтобы второе слагаемое в правой части уравнения баланса энергий было существенно меньше первого

$$\partial \varepsilon / \partial t = v_{jp} \cdot \varepsilon_{osc} - v_{\varepsilon} \cdot \varepsilon \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  - текущее значение энергии электрона,  $\nu_\varepsilon$  - частота столкновений относительно потерь энергии электрона в упругих соударениях, которая связана с частотой потерь им импульса  $\nu_{ir}$  следующим соотношением  $\nu_\varepsilon = \sqrt{m/M_{Ar}} \cdot \nu_{ir}$  (где  $M_{Ar}$  - масса атома аргона). Откуда получаем

$$n \ll \frac{\nu_{jp} \cdot \varepsilon_{osc}}{\sigma_{ir}(\varepsilon) \cdot V(\varepsilon)} \left( \frac{M_{Ar}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Значение рабочего давления рассчитывается по формуле  $P = nkT$ , т.е.

$$P \ll \frac{\nu_{jp} \cdot \varepsilon_{osc} \cdot k \cdot T}{\sigma_{ir}(\varepsilon) \cdot V(\varepsilon)} \left( \frac{M_{Ar}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где  $T$  - температура газа,  $k$  - постоянная Больцмана.

Частота ионизации берется равной частоте скачков фазы при оптимальной энергии электрона  $\varepsilon_{opt}$ . Учитывая, что скачки происходят каждый третий период, получаем  $\nu_{ion}(\varepsilon_{opt}) = \nu_{jp} = \omega/3$

Согласно расчетам величина оптимального давления  $P = 1,8$  мм рт.ст. Оценка потерь энергии при учете упругих столкновений производится по формуле  $\partial \varepsilon / \partial t = \nu_{\tilde{n}\tilde{e}} \cdot \varepsilon_{osc} - \nu_\varepsilon \cdot \varepsilon_{ion}$ ,

где  $\nu_\varepsilon = n \cdot \sigma_\varepsilon \cdot V$  - частота упругих столкновений.

При оптимальных значениях плотности газа  $n = 5,9 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и напряженности электрического поля в волне  $E = 18$  В/см, значение  $\nu_\varepsilon = 2,8 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> при  $\varepsilon_{ion} = 20$  эВ.

### Выводы

Проведены теоретические исследования дисперсионных свойств создаваемого коаксиального плазменного волновода и бесстолкновительного набора энергии электронами в МВИССФ и оптимальные условия ионизации газа.

Опираясь на результаты теоретических исследований и численного моделирования, обосновано, что благодаря аномальному поведению коэффициента проникновения МВИССФ и бесстолкновительному нагреву электронов, пробой газа и СВЧ-газовый разряд, связанный с использованием МВИССФ, будет существенно экономичнее, чем пробой и разряд в регулярных электромагнитных полях, по причине уменьшения затрат энергии излучения на ненужные упругие и неупругие соударения.

### Литература

1. В.И. Карась, Я.Б. Файнберг, А.Ф. Алисов и др. // Физика плазмы. 2005, т. 31, №9, с. 810.
2. Ю.П. Райзер. Основы современной физики газо-разрядных процессов. Москва: Наука, 1980. 416 с.
3. А.К. Березин и др. // Физика плазмы. 1994, т.20, №9, с.782.
4. В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин и др. // Вопросы атомной науки и техники, 2006, №5(5), с.54-58.
5. V.I. Karas', A.F. Alisov, A.M. Artamoshkin, et al. // Problems of Atomic Science and Technology". Series "Plasma Physics", 2006, Vol. 6 (12), P. 163.
6. Я.Б. Файнберг, Ф.Г. Басс, В.Д. Шапиро. // Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1965, т.49, вып.1(7), стр.329.
7. В.Б. Красовицкий. Некоторые вопросы теории линейного ускорения заряженных частиц // Автореферат кандидатской диссертации. ХГУ Харьков: 1966.

# О ПРОБОЇ В КОАКСІАЛЬНОМУ ХВИЛЬОВОДІ АТОМАРНОГО ГАЗУ НИЗЬКОГО ТИСКУ МІКРОХВИЛЬОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З СТОХАСТИЧНО СТРИБАЮЧОЮ ФАЗОЮ

В.І. Карась, І.В. Карась, І.А. Загребельний, П.І. Марков, В.О. Подолинський,  
Л.А. Назаренко

*У теоретико-експериментальних дослідженнях раніше підтверджено, що на відміну від регулярного сигналу для МХВССФ мінімальна пробійна потужність слабо залежить від тиску робочого газу при його зменшенні від оптимального значення. Для проведення подальших кількісних порівнянь з експериментальними дослідженнями з пробою суміші газів мікрохвильовим випромінюванням зі стохастично стрибаючою фазою проведені теоретичні дослідження дисперсійних властивостей створюваного коаксиального хвильовода та беззіткневого набору енергії електронами у МХВССФ та іонізації газу.*

## ABOUT BREAKDOWN IN A COAXIAL WAVEGUIDE OF LOW PRESSURE ATOMIC GAS BY MICROWAVE RADIATION WITH STOCHASTICALLY SPRING PHASE

V.I. Crucian, I.V. Crucian, I.A. Zagrebelnyj, P.I. Mark, L.A. Nazarenko, V.O. Podobinsky

*In theoretical and experimental researches proved to be true, that in difference from a regular signal earlier, for MWRSJP minimal breakdown power poorly depends on pressure of working gas at its reduction from optimum value. For carrying out of the further numerical comparisons with experimental researches on breakdown of a mixture of gases by microwave radiation with a stochastic jumping phase the theoretical researches of dispersive properties of the created coaxial waveguide and a collisionless electron heating by MWRSJP and a gas ionization are carried out.*